Photographische Bestimmung von Kathodentemperaturen im elektrischen Lichtbogen.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde, vorgelegt der hohen philosophischen Fakultät der Universität Basel

von

Ernst C. G. Stückelberg

aus Basel.

BASEL

Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.

1928

Photographische Bestimmung von Kathodentemperaturen im elektrischen Lichtbogen.

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der philosophischen Doktorwürde, vorgelegt der hohen philosophischen Fakultät der Universität Basel

von

Ernst C. G. Stückelberg

aus Basel.

BASEL

Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.

1928

Genehmigt von der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. *A. Hagenbach* und Dr. *H. Veillon*.

Basel, den 18. Oktober 1927.

Prof. Dr. *Fr. Fichter*
Dekan.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus Helvetica Physica Acta, I. Jahrgang, No. 2, 1928.

Photographische Bestimmung von Kathodentemperaturen im elektrischen Lichtbogen

von **Ernst C. G. Stückelberg.**

§ 1. Einleitung.

Eine vollständige Zusammenstellung der von verschiedenen Autoren gemessenen Lichtbogentemperaturen gibt A. Hagenbach im Handbuch der Radiologie IV, 2, S. 197, 2. Auflage, 1924. Es ist dies, da die Temperatur des positiven Kohlekraters die höchste unter normalem Druck erreichbare Temperatur darstellt, gleichzeitig eine Übersicht über die Methoden zur Messung höchster Temperaturen.

Da die Strahlungsmessung an Hand der theoretischen Gesetze von Wien und Planck das einzig brauchbare Werkzeug in dieser Beziehung uns bietet, übergehe ich die älteren Arbeiten von E. Becquerel[1]) und Violle[2]). Lummer und Pringsheim[3]) ermittelten die Anodentemperatur des Kohlebogens aus dem Wien'schen Verschiebungsgesetz zu 3750° bis 4200° K. E. Benedikt[4]) und K. Langbein[5]) finden aus dem Schnittpunkt von schwarzen Isochromaten die wahre Temperatur ebenfalls zu 4200° K. Diese Messung wird dadurch bestätigt, dass Luckey[6]) mit einem Pyrometer nach Holborn und Kurlbaum[7]) unter

[1]) E. Becquerel, Ann. chim. phys. **68** (3), S. 49, 1863.

[2]) J. Violle, C. R. **115**, S. 1273, 1892 u. **119**, S. 949, 1894.

[3]) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deut. Phys. Ges., **1**, S. 23, 1899 u. **2**, S. 163, 1900; **3**, S. 36, 1901.

[4]) E. Benedikt, Ann. d. Phys. **47**, S. 641, 1913.

[5]) K. Langbein, Diss. Basel 1918.

[6]) G. P. Luckey, Phys. Rev. **9**, S. 129, 1917.

[7]) L. Holborn u. F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. **10**, S. 225, 1902.

Berücksichtigung des Emissionsvermögens die Temperatur der positiven Wolframelektrode in Stickstoff unter Atmosphärendruck auch zu 4200° K angibt, was Langbeins prinzipiell andere Methode bestätigt. Eine neue Arbeit von HENNING und HEUSE[1]) misst die schwarze Temperatur des Kohlebogens zu 3700° K, sowohl im roten wie grünen Licht. Um diese beiden Resultate miteinander vergleichen zu können, brauchen wir die folgenden Beziehungen:

Das Strahlungsgesetz von PLANCK[2]) für den schwarzen Körper lautet bekanntlich:

$$E_\lambda = \frac{c_1(\lambda)}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \qquad (1)$$

wo E_λ die monochromatische Emission der Wellenlänge λ, c_1 eine von λ abhängige Grösse, und c_2 eine universelle Konstante darstellt. Sie beträgt nach Messungen der PHYSIKALISCH-TECHNISCHEN REICHSANSTALT[3]) 1,43 cm × grad. $e^{\frac{c_2}{\lambda T}}$, wird bei 3000° K im sichtbaren Gebiet ca. e^{10}, ist also viel grösser als 1.

Wir stellen daher die WIEN'sche Beziehung auf:

$$E_\lambda = c_1(\lambda)\, e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \qquad (2)$$

Gilt diese Formel

$$E_\lambda = c_1(\lambda) \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \cdot 1$$

für den schwarzen Körper, so gilt für einen Körper des Emissionsvermögens $a(\lambda, T)$ bei derselben Temperatur T:

$$E_\lambda = c_1(\lambda) \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \cdot a(\lambda, T).$$

Setzt man willkürlich an

$$E_\lambda = c_1(\lambda) \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda S_\lambda}} \cdot 1^{4})$$

so steht jetzt an Stelle der wahren Temperatur T des schwarzen Körpers die schwarze Temperatur S_λ des wahren Körpers. Es ist also

$$\frac{c_2 \cdot \log e}{\lambda}\left(T^{-1} - S^{-1}\right) = \log a$$

[1]) F. HENNING u. W. HEUSE, Zeitschr. f. Phys. **32,** S. 799, 1925.

[2]) M. PLANCK, Wärmestrahlung, S. 180 (5. Auflage, 1923).

[3]) E. WARBURG u. E. MÜLLER, Ann. d. Phys. **48,** 410, 1915.

[4]) Eine Zusammenstellung aller Bezeichnungen, Definitionen von Formeln befindet sich am Schlusse der Arbeit.

oder besser, da $\log a < 0$:

$$S^{-1} = T^{-1} + \frac{\lambda}{c_2'} \cdot \log \frac{1}{a}, \qquad (3)$$

wo

$$c_2' = c_2 \times \log e$$

gesetzt ist.

Benedikt und Langbein führen aus, dass, wenn ein Körper die gleiche spektrale Energieverteilung wie der schwarze Körper bei einer bestimmten Temperatur aufweise, diese Temperatur auch seine wahre ist. Das gilt nur für Körper, für die das Strahlungsgesetz von Planck in folgender Form gilt:

$$E_\lambda = \frac{c_1(\lambda)}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1} \cdot a(T),$$

d. h. das Emissionsvermögen a nur Funktion der Temperatur T, nicht aber der Wellenlänge λ ist. Für Körper, bei welchen das nicht strenge der Fall ist, wird die so bestimmte Temperatur von der wahren etwas abweichen.

Hyde, Cady und Forsyte[1]) zeigen, dass diese sogenannte Farbtemperatur G eine obere, die schwarze Temperatur S_λ in jeder Wellenlänge eine untere Grenze für die wahre Temperatur T angibt. Für die meisten Körper fällt nun G mit T nahe zusammen. Sie bestätigen dies für Wolfram. Für Kohle finden sie bis 2000° K überhaupt keine sichere Abweichung von G gegen T. Ich habe daher nach der Gleichung (3) aus ihren Messungen von T und S_λ ($\lambda = 665\ \mu\mu$)

$$\log \frac{1}{a} = \frac{c_2'}{\lambda}\left(S^{-1} - T^{-1}\right)$$

die Grösse $\log \frac{1}{a}$ für 1600°, 1900° und 2100° berechnet und genau gleich zu 0,103 gefunden. Somit scheint in diesem Temperaturbereich a unabhängig von der Temperatur gleich 0,79 zu sein. Würde aber der wahren Temperatur 4200° K eine scheinbare von 3700° K im Rot zukommen, so müsste $\log a = -0{,}30$ und $a = 0{,}5$ werden. Die von Henning gefundene Tatsache aber, dass die schwarzen Temperaturen im Grün und Rot gemessen auf 5° einander gleich sind, entscheidet zugunsten eines a von 0,79.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist nicht, diese Differenzen zu untersuchen, sondern die Temperaturverhältnisse an der Kathode des Lichtbogens und ihre elektrische Bedeutung

[1]) E. P. Hyde, F. E. Cady u. W. E. Forsyte, Journ. Franklin Inst. **181**, S. 418, 1916.

zu studieren. Veranlassung hiezu bieten vor allem die Fragen, welche den Bogenstrom und den Kathodenfall angehen.

Zu diesem Zwecke reichte eine optisch-pyrometrische Untersuchung nicht aus, sondern es musste eine Methode geschaffen werden, welche die Temperaturverteilung quantitativ erkennen lässt. Diesen Bedingungen genügte nur eine photographische Methode. Eine solche wurde aus gleichen Gründen verwendet von Hurter und Driffield[1]). Sie brauchten zur Eichung der photographischen Platten einen schwarzen Körper und ermittelten mit demselben den Zusammenhang von Schwärzung, Lichtintensität (Flächenhelle) und Temperatur. Eine andere photographische Temperaturbestimmungsmethode geben Dobson, Griffith und Harrison[2]) an. Diese Methode ist sehr genau, erlaubt aber nicht Temperaturverteilungen aufzunehmen, da das Spektrum der fraglichen Lichtquelle photographiert werden muss. Ich habe im folgenden versucht, eine Methode zu finden, welche bei Kenntnis einer schwarzen Vergleichstemperatur, sowohl Temperatur wie Temperaturverteilung angibt.

§ 2. Die photographische Methode.

Die Methoden der optischen Pyrometrie stützen sich auf die Strahlungsgleichung von Planck für den schwarzen Körper (Gleichung 1). Wie oben gezeigt wurde, genügt für die meisten pyrometrischen Messungen das Gesetz in der Form von Wien (Gleichung 2).

Logarithmisch für zwei Strahlungszustände 1 und 2 der Temperaturen T_1 und T_2 lautet dieses Gesetz:

$$\log E_{\lambda 1} - \log E_{\lambda 2} = -\frac{c_2'}{\lambda}\left(T_1^{-1} - T_2^{-1}\right) \qquad (2a)$$

Die Wellenlänge ist nur in einem *Spektralpyrometer*[3]), und auch da nur bei unendlich kleiner Spaltbreite, eindeutig definiert. Bei endlichem Spalt muss auch hier schon eine Korrektur angebracht werden. Für ein Lichtfilter (Farbglas) wird eine effektive Wellenlänge definiert durch zwei, verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2 entsprechende Helligkeiten H_1 und H_2 des schwarzen Körpers:

$$\log H_1 - \log H_2 = -\frac{c_2'}{\lambda_{\text{eff}}}\left(T_1^{-1} - T_2^{-1}\right) \qquad (2b)$$

[1]) J. Hurter u. J. Driffield, Jahrb. f. Phot. u. Reproduktionslehre (v. Eder), S. 18, **1893**; S. 157, **1894**.

[2]) G. M. B. Dobson, L. O. Griffith u. D. N. Harrison, Photographic S. 98. Oxford, Clarendon Press **1926** [Photometrie].

[3]) F. Henning u. W. Heuse, loc. cit. und Zeitschr. f. Phys. **29**, S. 157, 1924. Vergl. auch im Hdb. der Phys. (F. Henning) **9**, S. 561, 1927.

Unter Helligkeit verstehen P. D. Foote[1]) und Henning[2]) das Produkt aus Lichtintensität $E(\lambda T)$ des strahlenden Körpers, der optischen Durchlässigkeit des Farbglases $F(\lambda)$ und der Empfindlichkeit des Auges $\varphi(\lambda)$ in dem betreffenden Spektralbereich. Da dieser Bereich endliche Ausdehnung besitzt, tritt an Stelle des einfachen Produktes das Integral über diese Grösse, erstreckt von $\lambda = 0$ bis $\lambda = \infty$. Es ist also:

$$H_T = \int_0^\infty d\lambda \cdot E(\lambda T) \cdot F(\lambda) \cdot \varphi(\lambda) . \tag{4}$$

Um nun zwei so definierte Helligkeiten zweier schwarzer Körper vergleichen zu können, muss man das Strahlenbündel, welches von der einen Lichtquelle kommt, solange schwächen (Wanner-*Pyrometer*), bis beide ins Auge eintretenden Strahlen gleich sind. Dann ist das Verhältnis $H_1 : H_2$ unabhängig von der Augenempfindlichkeit allein durch die Konstanten der Abschwächungsvorrichtung des Pyrometers definiert.

P. D. Foote[3]) geht von Gleichung (2b), nach λ_{eff} aufgelöst:

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{c_2' (T_2^{-1} - T_1^{-1})}{\log H_1 - \log H_2}$$

zur Grenze $\lim (T_2^{-1} - T_1^{-1}) = 0$ über, indem er für H_T den Wert aus Gleichung (4) einsetzt.

Er erhält:

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty d\lambda \cdot E(\lambda T) \cdot F(\lambda) \cdot \varphi(\lambda)}{\int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda} \cdot E(\lambda T) \cdot F(\lambda) \cdot \varphi(\lambda)} . \tag{5}$$

Die effektive Wellenlänge ist somit eine Funktion der Temperatur. Man rechnet sie durch Ermitteln des Schwerpunktes der Fläche

$$\int_0^\infty \frac{E \cdot F \cdot \varphi \cdot d\lambda}{\lambda} .$$

Die Verschiebung von λ_{eff} erfolgt bei steigender Temperatur nach der kurzwelligen Seite hin. Sie beträgt nach Messungen von

[1]) P. D. Foote, Bull. Bureau of Stand **12**, S. 483, 1916.
[2]) F. Henning u. W. Heuse, loc. cit. S. 52.
[3]) P. D. Foote, loc. cit.

Foote und Henning u. Heuse für ein rotes Pyrometerglas 6 bis 10 $\mu\mu$ bei einer Temperatursteigerung von 1000° K auf 4000° K. Eine weitere Veränderung von λ_{eff} wird durch Erwärmung des Filters selbst hervorgerufen. Sie beträgt 4 $\mu\mu$ für eine Temperaturveränderung von 20° auf 30° C.[1])

Die Gesetze der Schwärzung photographischer Platten sind schon öfters untersucht worden. Eine ausführliche Arbeit wurde von Buisson u. Fabry[2]) unternommen. Sie untersuchten die Abhängigkeit der Schwärzung von auffallender Lichtintensität, Expositionszeit und Wellenlänge. Als Schwärzung D definieren sie den Brigg'schen Logarithmus des Verhältnisses der Lichtintensitäten eines Strahlenbündels vor und nach Durchgang durch die entwickelte Platte. Da der log dieses Verhältnisses und nicht das Verhältnis selbst als Schwärzung definiert wird, hat diese Grösse additiven Charakter, d. h. zwei photographische Schichten mit Schwärzungen D_1 und D_2 geben, aufeinandergelegt, die Schwärzung $D = D_1 + D_2$.

D ist im wesentlichen proportional der ausgeschiedenen Anzahl Silberkörper. Da ein, in eine photographische Schicht eintretendes, Lichtbündel der Intensität I eine Absorption proportional der Schichtdicke x erfährt, wird seine Intensität i in der Tiefe x nur noch

$$i\,(x) = I \times 10^{-m}\,.$$

Es ist dies das dekadische Absorptionsgesetz von Bunsen[3]). Ist ferner die Schwärzung dD einer unendlich dünnen Schicht dx gleich der Anzahl $f\,(i)$ der ausgeschiedenen Silberkörner pro Volumeinheit, d. h.

$$dD = dx \times f\,(i)\,,$$

so muss die Funktion $f\,(i)$ eine Sättigung zeigen, wenn alle Silberkörner ausgeschieden sind. Es existiert also ein

$$f\,(i)\,\max = n\,.$$

Aus diesen Voraussetzungen leiten Fabry und Buisson ab, dass

$$D = \int_0^x \frac{dD}{dx}\,dx$$

[1]) F. Henning, Hdb. d. Phys. **9**, S. 561, 1926.

[2]) H. Buisson u. Ch. Fabry, Rev. d. Opt. **3**, S. 1, 1924.

[3]) R. W. Bunsen, Poggendorff Annal. d. Phys. **101**, S. 235, 1857. Siehe auch J. F. Eder, Ausführliches Handbuch der Photographie, Bd. **I**, 1. Teil, S. 42, 3. Auflage, 1906.

für konstante Expositionszeit t, als Funktion des auffallenden I ausgedrückt, sich durch

$$D = C' + \left(\frac{n}{m}\right) \cdot \log I \tag{6a}$$

ausdrücken lässt, solange I nicht so gross ist, dass die Sättigung auf der ganzen Schichtdicke erreicht ist. Die Grösse C ist ihrer Bedeutung nach nur eine Integrationskonstante. Das Gesetz findet sich, wenn sie die auffallende Lichtintensität bei konstanter Expositionszeit variieren in einem beschränkten Bereich experimentell bestätigt. Verändern sie aber bei konstanter Lichtintensität die Expositionszeit, so erhält die Grösse $\frac{n}{m}$ einen etwas andern Wert. Wir können also die Gleichung dann in folgender Form schreiben:

$$D = C'' + \left(\frac{n}{m} \cdot p \cdot\right) \log t\,. \tag{6b}$$

p ist eine Zahl nahe bei 1. Für sie wurde von Schwarzschild[1]) der Name Plattenfaktor eingeführt. Aus 6a und 6b zusammen findet man das allgemeine Gesetz:

$$D = C + \frac{n}{m} \cdot \log I + \frac{n}{m} \cdot p \log t$$

oder

$$D = C + \frac{n}{m} \log (I \cdot t^p)\,. \tag{6}$$

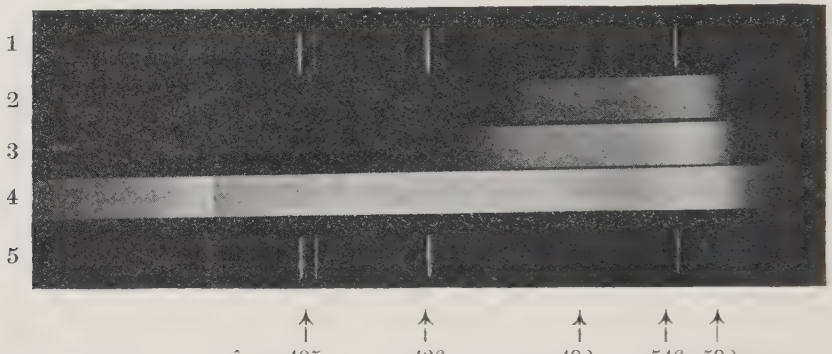
Zum Zwecke photographischer Aufnahmen zur Temperaturbestimmung durch ein Farbfilter müsste in Formel (4) an Stelle der Augenempfindlichkeit $\varphi(\lambda)$ die spektrale Plattenempfindlichkeit eingesetzt werden. Als Farbfilter wurde das grüne Szigmondy-Glas von Zeiss verwendet. Ohne nun $F(\lambda)$ für das Farbglas, und $\varphi(\lambda)$ für die Platte erst experimentell zu bestimmen, um diese Funktionen dann in Gleichung (4) einzusetzen, wurde direkt die Schwärzung D aus der Aufnahme eines kontinuierlichen Spektrums durch das grüne Glas als Funktion der Wellenlänge gemessen. Dies geschah nach folgendem Verfahren: Mit dem Absorptions-Spektrograph für Chemiker von der Firma Fuess (Berlin), welchen Herr Prof. Dr. A. L. Bernoulli im Physikalisch-Chemischen Institut uns freundlicherweise zur Verfügung stellte, wurde die Anode eines Kohlebogens in Luft und die Elektroden einer Wolframbogenlampe in Stickstoff photographiert (Abb. 1).

[1]) K. Schwarzschild, Phot. Korresp., S. 171 u. 398, **1899.** S. auch J. M. Eder, Ausführliches Hdb. d. Phot., I. Band, 1. Teil, S. 49.

In den Strahlengang war das Absorptions-Glas eingeschaltet. Zu Aufnahmen verwendeten wir *Agfa-Chromo-Isolar-Platten*. Die Expositionszeit betrug 10 Sek. und die Spaltbreite 0,02 mm. Die Platten entwickelten wir mit *Hauff's Glycin-Entwickler* ca. 5 Min. lang.

Zur Schwärzungsmessung diente das Polarisationsphotometer von MARTENS[1]). Es ist in seiner Ausführung als Densitometer so montiert, dass es einen Strahl K, welcher die photographische

Abbildung 1.



1 v. 5 *Hg*, 2 *W*-bogen mit, 3 *Ko*-bogen mit, 4 *Ko*-bogen ohne Filter. Das *Hg*-Spektrum diente zur Wellenlängenbestimmung.

Schicht durchsetzt hat, mit einem andern Strahl K' vergleicht, der eine bestimmte konstante Schwächung erfahren hat. Diese konstante Schwächung wird nun so eingestellt, dass der zu untersuchende Bereich in die Nähe von 45° am Teilkreis des Okularnikols fällt.

Es ist bekanntlich

$$D = \log \frac{K_0}{K} \qquad \text{(a)}$$

definiert, wo K_0 die Intensität eines beliebigen Strahlenbündels bedeutet und K die Intensität desselben Strahlenbündels nach Durchgang durch die photographische Platte. In unserm Apparat vergleichen wir K nicht mit K_0, sondern mit Konst. $\times K_0$, wo die Konst. durch die eingestellte Schwächung des direkten Strahles definiert ist. Man misst also durch Ablesen des Winkels d^0 am Teilkreis des Okularnikols die Grösse

$$\frac{\text{Konst.} \times K}{K_0} = \operatorname{tg} d^0 \qquad \text{(b)}$$

[1]) F. F. MARTENS, Phys. Zeitschr., **I**, S. 299, 1899. Phot. Korresp., S. 528, 1901. S. auch J. M. EDER, Ausführliches Hdb. der Phot., I. Bd., 2. Teil, S. 200.

und finden aus diesen beiden Beziehungen (a) und (b)

$$D = -2 \log \operatorname{tg} d^0 + 2 \text{ konst.}$$

Als relative Schwärzung D' bezeichnen wir nun die Differenz zwischen D an einem belichteten Orte der Platte und D_0 an einem unbelichteten Ort der Platte

$$D' = D - D_0 = 2 \ (\log \operatorname{tg} d_0^0 - \log \operatorname{tg} d^0) \ .$$

Die Grösse D' ist unabhängig von der Konstanten.

Tabelle I.

(Agfa-Chromoisolarplatten).

λ	Wolframbogen		Kohlebogen	
	$\log tg\ d^0 = 1 - \frac{D}{2}$	D'/λ	$\log tg\ d^0 = 1 - \frac{D}{2}$	D'/λ
636	0,73	0,00	0,72	0,00
603	75	00	72	00
585	71	07	61	19
581	64	19	42	52
575	54	36	29	75
570	39	63	21	90
565	33	74	16	1,00
561	27	86	09	12
556	24	92	09	13
552	24	93	08	16
547	25	92	09	15
543	27	89	12	12
539	29	87	14	07
535	35	76	17	03
531	37	72	17	04
523	46	56	21	0,98
516	52	46	24	93
509	53	43	27	88
503	54	43	28	87
497	53	44	27	91
485	52	47	27	93
475	54	44	30	88
465	64	24	36	77
461	69	13	44	61
456	73	04	50	48
448	75	00	64	17
439	75	00	71	02

Tabelle 1 zeigt das Ergebnis dieser Messungen: Es ist als Funktion von λ aufgetragen: $\log \operatorname{tg} d^0 = \text{konst.} - \frac{D}{2}$. Da die Konstante in den folgenden Rechnungen herausfällt, haben wir sie willkürlich $= 1$ gesetzt.

Figur 1 zeigt $D - 2$ konst. als Funktion von λ.

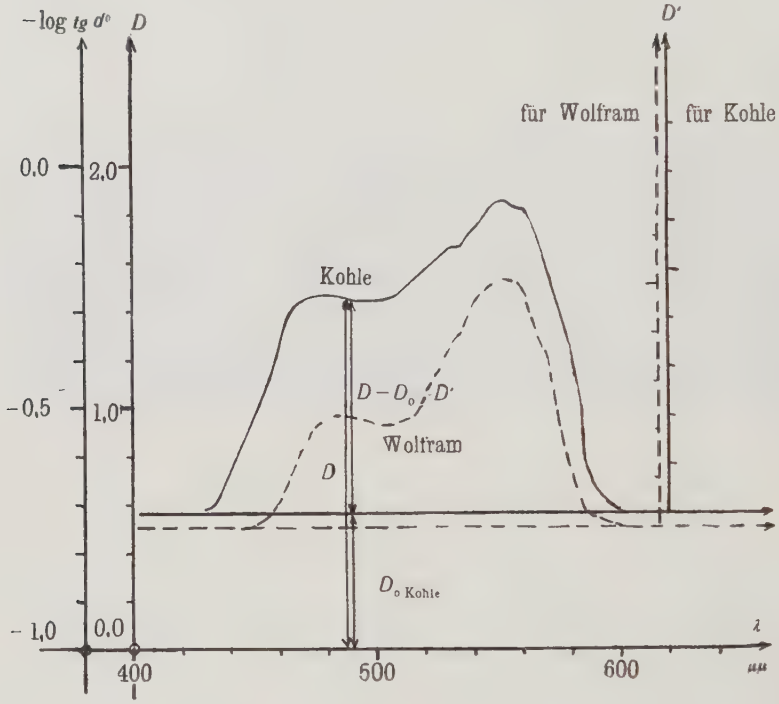


Fig. 1.

$\log \operatorname{tg} d^0 = 1 - \frac{D}{2}$ oder $- \log \operatorname{tg} d^0 = \frac{D}{2} - 1$, ferner $D' = D - D_0$.

Im roten und blauen Bereiche, wo das Glas undurchlässig ist, haben wir die unbelichtete Platte vor uns, also den Wert D_0. Die Differenzkurve gibt uns $D' = D'(\lambda)$.

Wenn wir bei der optischen Pyrometrie die Grösse

$$F(\lambda) \cdot q(\lambda) \cdot E(\lambda T)$$

zur Bestimmung von λ_{eff} brauchten, so konnten wir das deshalb, weil wir annahmen, dass bei Überlagerung der Eindrücke verschiedener Wellenlängen im Auge, wie dies bei der Pyrometrie geschieht, die Eindrücke $\varphi(\lambda)$ sich bei der Übereinanderlagerung nicht stören. Nur dann dürfen wir das Integral über λ bilden.

Da bei der photographischen Platte D in diesem Sinne überlagerungsfähig ist, weil es *additiven Charakter*[1]) besitzt, so ersetzen wir in Gleichung (5)

$$\frac{1}{\lambda} F(\lambda) \cdot q(\lambda) \cdot E(\lambda T)$$

durch die Funktion

$$\frac{1}{\lambda} D'(\lambda, G)$$

(2. Kolonne in Tabelle 1), wo G die Farbtemperatur des Wolframbogens bezw. Kohlebogens sei. Diese Überlagerungsfähigkeit von D' gilt natürlich nur im geradlinigen Teil der Plattencharakteristik $D' = D'(I)$ (Gleichung 6).

Wie die Abb. 1 zeigt, liegen keine störenden Linien oder Banden in den durch das Farbglas aufgenommenen kontinuierlichen Spektren. Es ist daher berechtigt, wenn wir annehmen, dass die Kurven $D' = D'(\lambda)$ die Schwärzung von kontinuierlichen Spektren im Lichtbereich des Filters richtig wiedergeben (Fig. 1).

Die Ermittlung des Schwerpunktes des Flächenstückes

$$\int \frac{F \cdot q \cdot E}{\lambda} d\lambda$$

(Gleichung 5) ist so durch die Ermittlung beim Flächenstück

$$\int \frac{D' d\lambda}{\lambda}$$

ersetzt. Ich fand für den Kohlebogen ($G = 3800^0$ K) λ_{eff} zu 520 $\mu\mu$, und für den Wolframbogen in Stickstoff ($G = 2800^0$ K) λ_{eff} zu 528 $\mu\mu$. Da D nicht Funktion von It, sondern von It^p ist, und p unbekannt (Gleichung 6), müssen Aufnahmen, deren Flächenhelligkeiten miteinander verglichen werden sollen, bei gleicher Expositionszeit t gemacht werden. Es ist ferner auch nicht möglich, alle Platten gleich zu entwickeln. Darum mussten auf jede Platte Vergleichsmarken aufgenommen werden, deren E_λ bekannt und reproduzierbar und deren Expositionszeit gleich derjenigen der zu untersuchenden Photographien war.

Die Apparatur bestand daher aus folgenden zwei Teilen:

1. Einem Photographenapparat mit sechsfacher Linearvergrösserung. Vor dem Objektiv (Suter, No. 23512, Öffnung 38 mm, Brennweite 150 mm) anliegend waren montierbar zwei Blenden (auswechselbar, Durchmesser 1 mm und 3,2 mm) und das Szigmondyglas.

[1]) Siehe oben, S. 80.

2. Einem Sensitometer (zur Aufnahme der Vergleichsmarken), bestehend: aus einer gleichmässig stark beleuchteten Mattscheibe, dem Szigmondyglas, einer Linse, welche ein Bild dieser Mattscheibe auf eine kleine viereckige Blende erzeugte, hinter der die zu eichende Platte verschiebbar angebracht war (Fig. 2). Vor der Linse, gut

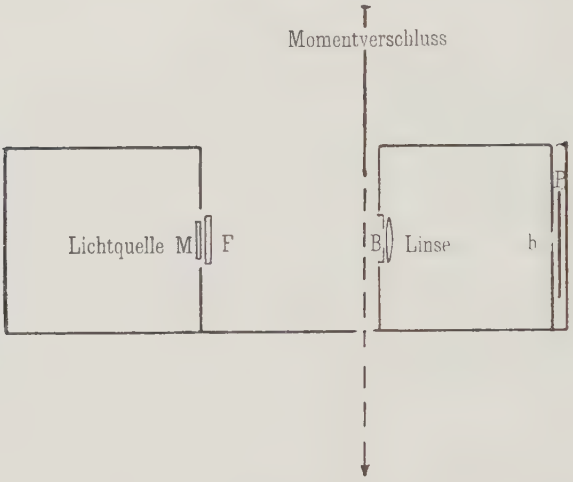


Fig. 2.
b = kl. viereckige Blende. B = auswechselbare Blende. P = Phot. Platte. F = Farbglas. M = Mattscheibe.

anliegend, konnten verschiedene Blenden von bekannten Durchmessern eingesetzt werden. Den Momentverschluss bildete eine frei fallende Metallplatte. In ihr befand sich ein Schlitz von 50 cm

Fig. 2a.
Kopien von Schwärzungsmarken (die Marke log $E_{524} = 3{,}00$ ist daher hier am hellsten. Sie hat also das schwärzeste Negativ).
log $E_{524} = 3{,}00$; 1,80; 2,40; 3,00.

Länge in Richtung des Falles. Die Fallhöhe blieb bei allen Aufnahmen gleich und betrug ca. 57 cm. Auf diese Weise wurde eine reproduzierbare Expositionszeit von ungefähr 0.1 Sek. gewährleistet. Derselbe Verschluss wurde auch vor der photographischen Kamera verwendet.

Es wurden, auf der ganzen Platte verteilt, die Vergleichsmarken des Sensitometers aufgenommen. Die Flächenöffnungen der Blenden verhielten sich zueinander wie $1 : {}^1/_2 : {}^1/_4 : {}^1/_8 : {}^1/_{16}$. Der Durchmesser der Blende 1 betrug 3,2 cm.

Bei willkürlicher Normierung von E_λ für die grösste Sensitometerblende zu 1000, betrugen die logarithmischen Werte der

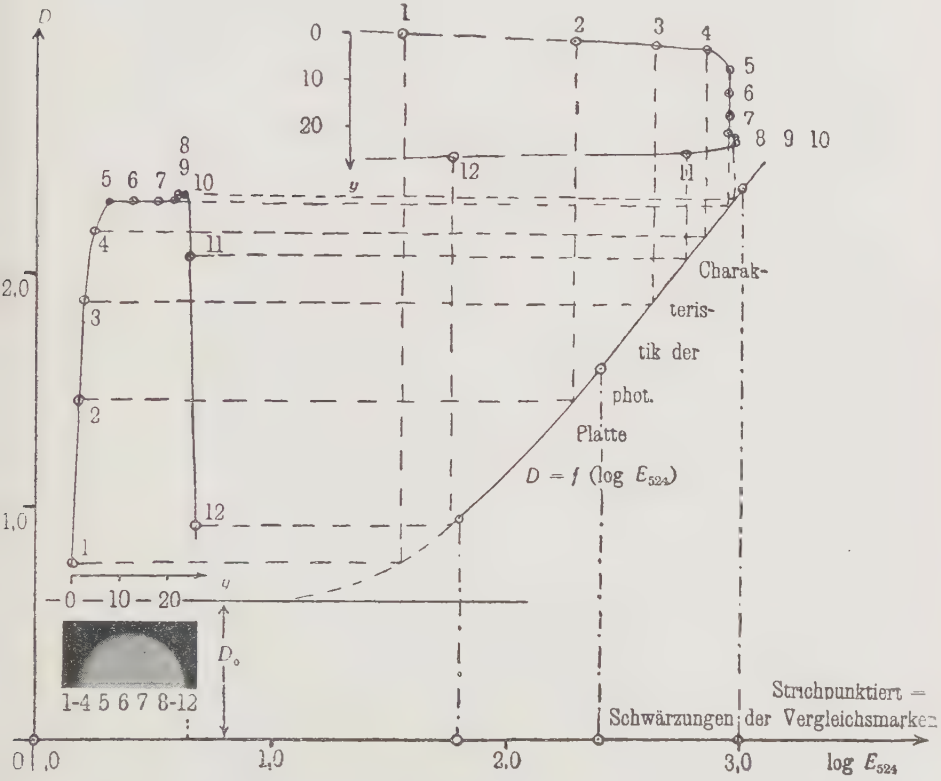


Fig. 3.

Pos. Krater eines Kohlebogens ($i = 8.8$ Amp.), photographiert durch Blende 1 mm (am Photogr.-App.) gibt $\log E_{max} = 2.96$.

Vergleichsmarken: $\log E_\lambda = 3{,}00;\ 2{,}699;\ 2{,}398;\ 2{,}097;\ 1{,}796$. Hierauf wurden verschiedene Lichtbogenelektroden, mit Blende 1 mm oder 3,2 mm, photographiert. Die Platten waren ebenfalls *Agfa-Chromo-Isolar-Platten* und wurden gleich wie oben die Spektrogramme entwickelt. Nähere Angaben über den photographischen Prozess erübrigen sich, da ja alle diese Grössen nicht

reproduzierbar sein müssen. Das Ausphotometrieren, mit Hilfe des eingangs erwähnten Densitometers, ergab nun:

1. $D = f(\log E_\lambda)$ die photographische Charakteristik für jede Platte aus den Schwärzungen der Vergleichsmarken.

2. D als Funktion des Plattenortes y, d. h. die Schwärzungskurve des Elektrodenbildes.

Aus 1 und 2 ist E_λ für jeden Plattenort berechenbar. Da λ_{eff} bestimmt ist zu 524 $\mu\mu$ im Mittel, können wir die schwarze Temperatur S_λ in jedem Bildpunkt ermitteln, d. h.

3. $S_\lambda = f(y)$. Die Temperaturverteilung über die Elektrode ist bestimmt.

Figur 3 zeigt ein Beispiel dieser Auswertung. Auf der rechten Seite ist die photographische Charakteristik $D = f(\log E_\lambda)$ gezeichnet. Sie wurde folgendermassen erhalten: Für die Vergleichsmarken, welche $\log E_{524} = 3{,}00$, 2,699, 2,398 usw. entsprechen, wurden die Schwärzungen D gemessen, und dann die Verbindungskurve gezeichnet. Dieselbe war meist annähernd geradlinig. Darum wurde in diesen Fällen nur jede zweite Marke aufgenommen, um dafür diese in einer grössern Zahl auf verschiedenen Plattenorten zu erhalten und so Unhomogenitäten der Platte zu berücksichtigen.

Dann wurde D für jeden Bildpunkt gemessen und aus der $D = f(\log E_\lambda)$-kurve das entsprechende $\log E_\lambda$ eingezeichnet. Das gibt die Intensitätsverteilungskurven.

§ 3. Prüfung der Methode durch ein optisches Pyrometer.

Zur Kontrolle der Methode unternahmen wir eine Reihe von Parallelversuchen mit einem *optischen Pyrometer*[1]). Die Pyrometerlampe No. 7545 von Siemens & Halske war von dieser Fabrik gegen ein Normalpyrometer geeicht. Nach Einstellen der Stromstärke der Pyrometerlampe auf gleiche Helligkeit wie der anvisierte Körper, konnte man am Strommesser direkt die schwarze Temperatur im roten Licht (S_λ) ablesen.

Folgende Überlegung soll zeigen, wieso ein solcher Vergleich von schwarzen Temperaturen in verschiedenen Wellenlängen überhaupt möglich ist.

Wir schreiben Gleichung (3) für zwei verschiedene Wellenlängen Λ und λ:

$$S_\lambda^{-1} = T^{-1} + \frac{\lambda}{c_2'} \cdot \log \frac{1}{a}$$

[1]) Das Pyrometer wurde von Herrn Prof. Dr. M. Reinhardt, dem Vorsteher des Mineralogischen Institutes, uns freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

und

$$S_\lambda^{-1} = T^{-1} + \frac{\lambda}{c_2'} \cdot \log \frac{1}{a}$$

und bilden die Differenz

$$S_\Lambda^{-1} - S_\lambda^{-1} = \frac{\Lambda - \lambda}{c_2'} \cdot \log \frac{1}{a} .$$

Wenn a nicht Funktion von T ist, bleibt diese Differenz für alle Temperaturen gleich. Die Messungen wurden an einem *Wolframbogen*[1]) vorgenommen.

Das Pyrometer hat ein $\Lambda_{\text{eff}} = 665\ \mu\mu$. Für die photographische Anordnung ist $\lambda_{\text{eff}} = 524\ \mu\mu$ im Mittel. Somit wird $\Lambda - \lambda = 140\ \mu\mu$. Die Werte für a (T) entnahm ich einer Arbeit von Worthing[2]), welche sich mit den Angaben von Zwikker[3]) deckt. Ich finde so für

T	$-\log a$
2500° K	0,37
3000	0,38
3800	0,40

Die Differenz beträgt daher für $S_\Lambda^{-1} - S_\lambda^{-1} = 0{,}08$ bis $0{,}09 \times 10^{-4}$, ist also in diesem Bereich unabhängig von T. Darum konnten die Differenzen der reziproken schwarzen Temperaturen von optischem Pyrometer und photographischer Aufnahme direkt verglichen werden. Es wurde die heisse positive Elektrode eines Wolframbogens in Stickstoff mit seiner kälteren negativen Elektrode verglichen. Da aber die Helligkeiten der beiden Objekte zu weit auseinander lagen, musste die positive Elektrode durch die Blende 1 mm, die Negative durch die Blende 3,2 mm photographiert werden. Damit sich die Aufnahmen vergleichen liessen, musste untersucht werden, ob auch für das photographische Objektiv die Lichtstärke proportional dem Quadrat der Blendenöffnung wächst.

Figur 4 zeigt die photographische Kontrolle des Öffnungsverhältnisses der beiden Blenden am Photographenapparat. Auf der rechten Seite befindet sich wieder die photographische Charakteristik $D = f(\log E_\lambda)$ für die Platte, welche wie üblich mit den Vergleichsmarken $\log E_\lambda = 3{,}00;\ 2{,}699$ usw. erhalten wurde. D_1 und D_2 stellen die Schwärzungen desselben Elektrodenbildes dar: D_1 durch die Blende 1 mm und D_2 durch die Blende 3,2 mm

[1]) Über die Anordnung des Wolframbogens siehe § 5.

[2]) G. Worthing, Journ. Franklin Inst. **181**, S. 417, 1916.

[3]) C. Zwikker, Arch. Neerland. Scienc. Exact. et Nat., série III A. G., S. 207, 1925.

aufgenommen. Aus D_1 und D_2 erhält man den log des Intensitätsverhältnisses der Bilder

$$\log E_{\lambda\ 3{,}2\ \mathrm{mm}} - \log E_{\lambda\ 1\ \mathrm{mm}} = \Delta \log E_\lambda = \log \frac{E_{\lambda\ 3{,}2\ \mathrm{mm}}}{E_{\lambda\ 1\ \mathrm{mm}}} = 0{,}97\,.$$

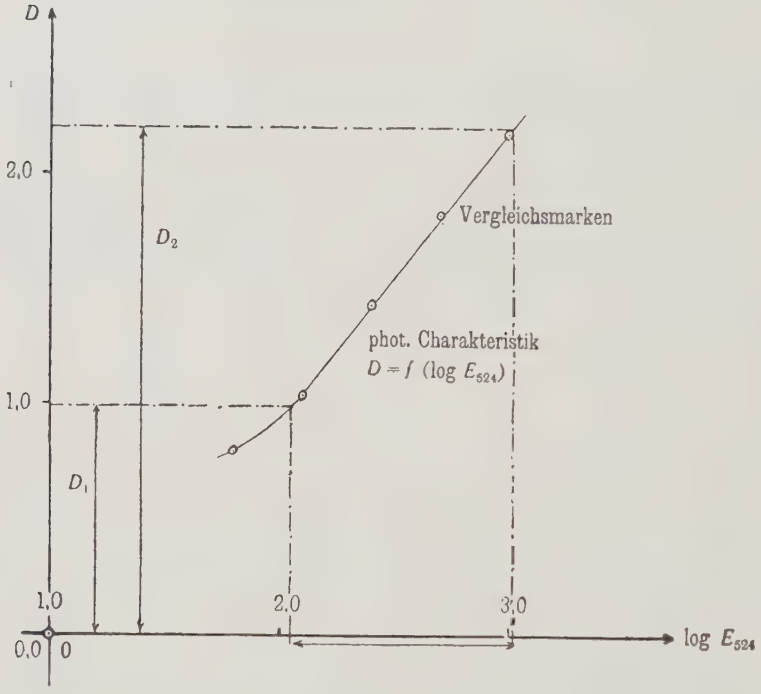


Fig. 4.

Photographische Kontrolle des Öffnungsverhältnisses der Blenden 3.2 mm und 1 mm des Photographenapparates.

D_1 und D_2 stellen die Schwärzungen desselben Elektrodenbildes dar, durch die Blende 1 mm (D_1) und durch Blende 3.2 mm (D_2) photographiert.

$$\log \frac{E_2}{E_1} = \Delta \log E_\lambda = 0.97 \text{ (gegen 1.01 geometrisch).}$$

Somit ist $\log E_{\text{Bl. 3.2}} = \log E_{\text{Bl. 1}} + \Delta \log E_\lambda$, also, wenn wir in Fig. 3 fanden + Kohle $\log E_{\text{Bl. 1}} = 2.96$, so müssen wir in den Darstellungen, wo die Aufnahmen durch Bl. 3.2 gemacht wurden, für + Kohle setzen 2.96 + 1.00 = 3.96 (Fig. 5 u. ff.)

Das Quadrat des Öffnungsverhältnisses beträgt

$$\left(\frac{3 \cdot 2^2}{1}\right) = 10{,}2 \text{ und sein log} = 1{,}01\,.$$

Die Abweichung bleibt innerhalb der Fehlergrenzen der photographischen Methode. Wir nehmen als Mittelwert $\Delta \log E_\lambda = 1{,}00$ an.

Tabelle II.

Die Ablesungen am Strommesser des Pyrometers sind in $t\,^0$C angegeben. Die Grösse $S^0K = t\,^0\text{C} + 273^0$ muss zur Ermittlung des richtigen Wertes noch um die Rauchglasabsorption ($= 2{,}86 \times 10^{-4}$ grad^{-1}) und die Absorption des Glaskolbens ($= 0{,}11 \times 10^{-4}$ grad^{-1}) berichtigt werden.

	Pyrometer $\lambda_{\text{eff}} = 665\ \mu\mu$			Photogr $\lambda_{\text{eff}} = 524\ \mu\mu$	
	t^0 °C	$S_\lambda^{-1} \times 10^{-4}$ grad^{-1}	$\Delta(S_\lambda^{-1} \times 10^{-4})$ grad^{-1}	$\Delta \log E_{524}$ 1	$\Delta(S_\lambda^{-1} \times 10^{-4})$ grad^{-1}
pos. Elekt.	1393	6,00	0,00	0,00	0,00
neg. „	1160	6,98	0,98	1,18	0,99
	1220	6,70	0,70	0,82	0,69
	1260	6,53	0,53	0,65	0,55
	1280	6,44	0,44	0,49	0,41
	1120	7,18	1,18	1,43	1,21
	1185	6,86	0,86	1,03	0,87
	1237	6,63	0,63	0,75	0,63
	1255	6,54	0,54	0,65	0,55

Tabelle II vergleicht die pyrometrisch ermittelten reziproken Differenzen $1\,S_\lambda^{-1}$ ($\lambda = 665\ \mu\mu$) mit den photographisch ermittelten $1\,S_\lambda^{-1}$ ($\lambda = 524\ \mu\mu$). Das in das Pyrometer eintretende Licht wurde durch ein Rauchglas geschwächt. Wie man sieht, sind die Abweichungen nach keiner Richtung überwiegend. Die Fehler überschreiten 2 Einheiten der letzten Dezimalen nicht. Wird eine grössere Anzahl von Platten miteinander verglichen, so betragen die einzelnen Abweichungen bis zu 6 Einheiten der letzten Dezimale. Das gibt Fehler der Temperatur von 20^0 bei 2000^0 und 80^0 bei 4000^0 K.

§ 4. Bestimmung des absoluten Wertes einer Vergleichstemperatur.

Eigene Bestimmungen des absoluten Wertes einer wahren oder schwarzen Temperatur, etwa in der Art von Langbein[1]), Benedikt[2]) oder Henning[3]) wurden nicht gemacht.

Es lagen nur die Messungen mit dem oben erwähnten Pyrometer vor. Mit ihm wurde die Temperatur der positiven Wolframelektrode in Stickstoff wie folgt ermittelt:

Die Angaben aus Tabelle II wurden um die Absorption des Rauchglases und des Glaskolbens berichtigt. Erstere wurde mit

[1]) Loc. cit.
[2]) Loc. cit.
[3]) Loc. cit.

dem Pyrometer[1]) und letztere photographisch bestimmt (Fig. 5). Die Absorption des Rauchglases, in S_{665}^{-1} ausgedrückt, betrug $2{,}86 \times 10^{-4}\,\mathrm{grad}^{-1}$, diejenige des Kolbens im $\log E_{524}$-Masstabe 0,10. Das gibt zusammen, in S_{665}^{-1} ausgerechnet: $2{,}97 \times 10^{-4}\,\mathrm{grad}^{-1}$. Somit wird die schwarze Temperatur der positiven Wolframelektrode:

$$S_{665}^{-1} = (6{,}00 - 2{,}97) \times 10^{-4} = 3{,}03 \times 10^{-4}\,\mathrm{grad}^{-1}$$
$$S_{665} = 3300^0\ \mathrm{K}.$$

Das gibt, wenn wir in Anbetracht der geringen Genauigkeit der Methode $a = 0{,}40$ unabhängig von der Temperatur annehmen[2]), ein $-\log a$ von 0,39. Für das Pyrometer ($\lambda = 665$) wird (Gl. 3)

$$S_{665}^{-1} - T^{-1} = 0{,}42 \times 10^{-4}\,.$$

Die wahre Temperatur wird also $T = 3830^0$ K. Die grün-schwarze Temperatur erhalten wir aus

$$S_{524}^{-1} - T^{-1} = 0{,}33 \times 10^{-4}$$

zu $S_{524} = 3400^0$ K.

Der positive Krater des Kohlebogens erwies sich aus den photographischen Aufnahmen um $\Delta \log E_{524} = 0{,}30$ heller als die positive Wolframelektrode. Das ergibt ein $S_{524} = 3720^0$ K. Stellen wir die Messungen verschiedener Autoren zusammen, so ergibt sich folgendes Bild:

		$S_{524}{}^0\mathrm{K} \simeq S_{665}{}^0\mathrm{K}$	$a\ (T = 3500)$	$T\ {}^0\mathrm{K}$
+ Kohle	Langbein, Benedikt, Lummer	—	—	4200
	Henning und Heuse . . .	3700	—	—
	Hyde, Cady, Forsyte (H.C.F.)	—	0,79	
	Henning u. H.C.F. kombiniert	—	—	3820
	Eigene Messung (unter Berücksichtigung von $a = 0{,}79$ nach H.C.F.)	3720	—	3820

Die weitere Tatsache, welche von Langbein[3]) und Luckey[4]) gefunden wurde, dass nämlich die wahre Temperatur von positiver Kohle und Wolframelektrode gleich sei, wird durch obige Mes-

[1]) Aus zwei Einstellungen des Pyrometers, wobei einmal der strahlende Körper direkt, das anderemal durch das Rauchglas anvisiert wurde, errechnete sich im Mittel:

$$S_{R.\text{-glas}}^{-1} - S_{\text{direkt}}^{-1} = 2{,}86 \times 10^{-4}\mathrm{grad}^{-1}.$$

[2]) Siehe S. 89: — $\log a$ als Funktion von T.

[3]) Loc. cit.

[4]) Loc. cit.

sungen bestätigt. Nur finden die beiden Autoren 1200° statt 3820° K.

In den folgenden Ausführungen wurde als Bezugspunkt für die Temperaturmessung die wahre Temperatur des positiven Kohlekraters in Luft gleich der wahren Temperatur des positiven Wolframbogens in Stickstoff zu 3820° angenommen.

		S_{524} °K	S_{665} °K	$a(T = 3500)$	T °K
+ Wolfram	Worthing, Zwikker (W. Z.)	—	—	0,41	—
	Luckey (mit W.)	—	3559	—	4235
	Langbein.	—	—	—	4200
	Eigene Messungen (mit W. Z.)	3400	3300	—	3830

§ 5. Die Messungen am Wolframbogen.

Die prinzipielle Schwierigkeit, einen für meine Untersuchungen geeigneten Wolframbogen brennen zu lassen, lag in der Herstellung einer inerten Atmosphäre. Als Elektroden wurden Wolframstäbchen von 0,04 bis 0,20 mm verwendet. Obwohl die Oxyde von Wolfram alle bei den Bogentemperaturen gasförmig sind, war es doch nicht möglich, einen einigermassen ruhigen Kathodenfleck in Luft zu erhalten, wie das beim Kohlebogen möglich ist. Versuche in einer aus Durchströmen von Stickstoff durch eine Glasapparatur erhaltenen Atmosphäre zeigten dasselbe Resultat. Es traten hier immer noch starke Oxydnebel auf. So versuchte ich es in einer hochvakuumdichten Apparatur. Auch in dieser zeigte sich, trotz einiger mit Pyrogallussäure gefüllten Waschflaschen und Trocknungsvorrichtungen dieselbe Erscheinung. Auf folgende Weise erst gelang es eine Atmosphäre herzustellen, die den Elektroden gegenüber indifferent blieb.

Die Glasapparatur (Abbildung 2) wurde bis auf ca. 2 cm Parallelfunkenstrecke ausgepumpt und mit einem mit Phosphorpentoxyd gefüllten Rezipienten verbunden, ca. 24 Stunden evakuiert stehen gelassen. Daraufhin wurde der Bombenstickstoff durch die erwähnte Reinigungsapparatur sehr langsam einströmen gelassen, während die Pumpe im Betrieb blieb. Nach ca. 30 Minuten wurde dieselbe abgeschaltet. Nach Verlauf einiger Stunden war die Atmosphäre meist schon brauchbar. Ein mehrmaliges Wiederholen dieses Vorgangs erwies sich manchmal als nötig.

Das Zünden und die Einstellung der Bogenlänge erfolgte durch Drehschliffe. Der Bogen brannte, sobald die Elektroden

sich durch Einbrennen gesäubert hatten, vollkommen ruhig. Die Kathode erschien in einheitlicher Flächenhelle über einen grossen Bezirk: im Falle eines Stabes über seine Kuppe, im Falle einer Kugel über die ganze Kugelfläche. Die Anode blieb bei niedrigen Stromstärken relativ kalt. Es trat ein diffuser Bezirk grösserer Helligkeit auf. Bei stärkeren Strömen (mehr als 2 Amp.) breitete sich dieser ebenfalls über die gesamte Oberfläche aus. Kleine

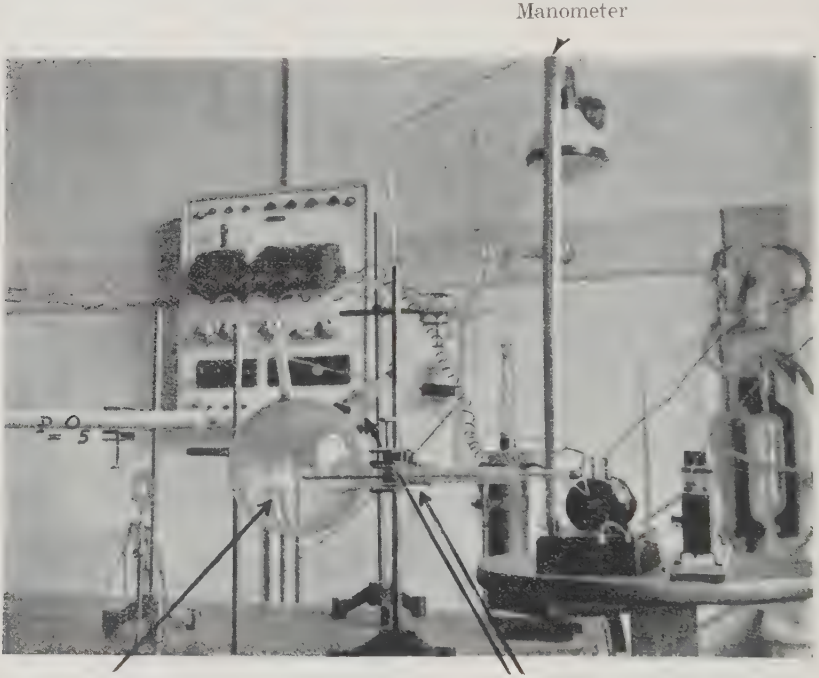


Abbildung 2.

Unreinheiten der Atmosphäre liessen einen Bogen mit wanderndem diffusen Kathodenfleck höherer Temperatur entstehen.

Es wurde nur der ruhige Bogen untersucht.

Die Methode der Photographie ist eingangs beschrieben. Die Blenden von Sensitometer und photographischer Kamera sind so gewählt, dass alle Kathodenbilder für die photographische Blende 3,2 mm in den Bereich des linearen Teils der Plattencharakteristik fallen; ebenso die Anodenaufnahmen unter Verwendung der Blende 1 mm.

Es bildete sich sehr bald an der Anode eine kleine Kugel von wenig grösserem Durchmesser als der Wolframstab.

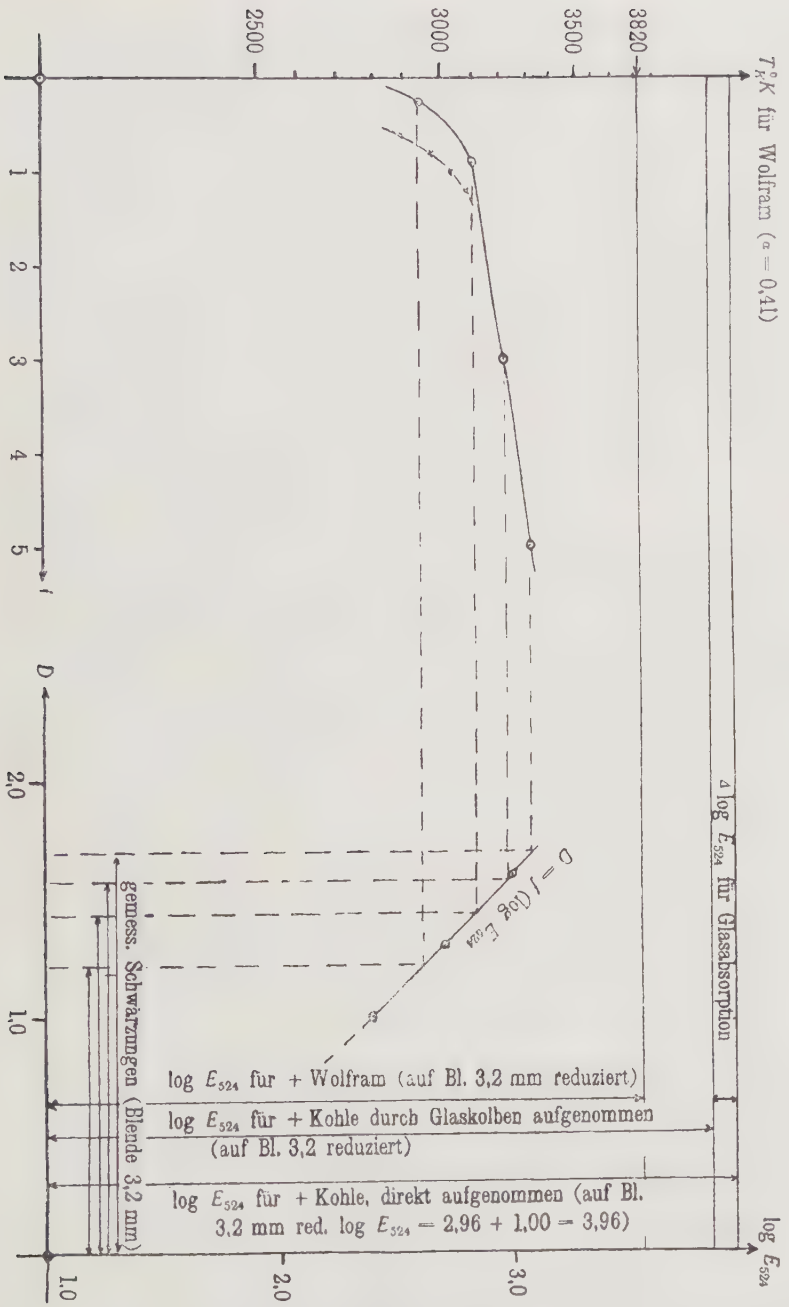


Fig. 5.

log E_{524} der - Wolframelektrode (durch Bl. 3.2 mm aufgenommen) als Funktion der Stromstärke. Durch λ_{eff}=524 und T_A (+ Wolframelektrode)= 3820 ist d. Skala f. d. wahre Temperatur festgelegt

Die Anodentemperatur zeigte sich, sobald die ganze Kugel gleichmässig heiss war, unabhängig von Stromstärke und Druck. Sie wurde deshalb als bequemer Bezugspunkt relativ zum positiven Kohlekrater festgelegt (T_A). Diese Resultate wurden oben besprochen. Das Emissionsvermögen ist im folgenden zu $-\log a = 0{,}39$ unabhängig von der Temperatur angenommen. Im Bereich von 2600° bis 3800° K liegt diese Abhängigkeit innerhalb der Versuchsfehler.

Es wurden auf jede Platte vier Bogenaufnahmen und eine Anzahl Sensitometermarken photographiert.

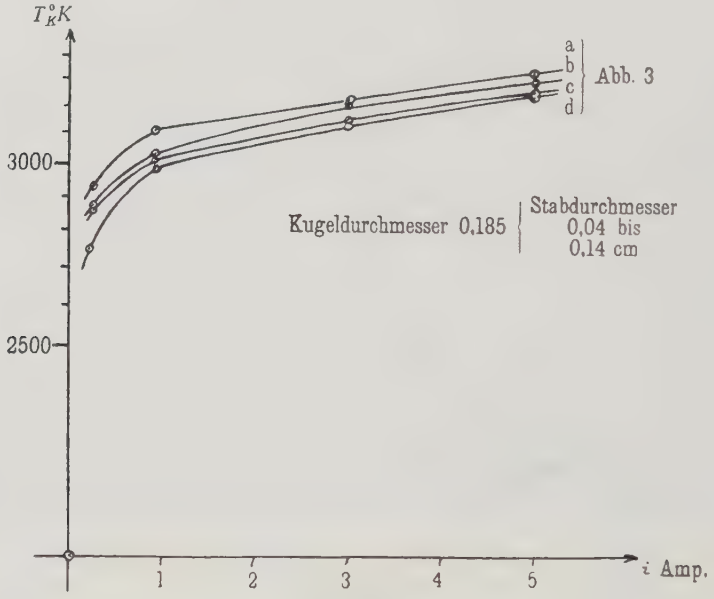


Fig. 6

Eine Abhängigkeit der Kathodentemperatur T_k vom Druck wurde in den Grenzen von 700 mm bis 100 mm Hg nicht gefunden. Ebensowenig zeigte sich ein Einfluss von Bogenlänge oder Anodenform. Die Ausmessung der Photographien mit dem Densitometer lässt eine konstante Temperatur an der Oberfläche von Kugeln erkennen. Bei Stäben herrscht diese Konstanz nur über die meist kugelförmige Begrenzung. Die Temperatur hängt in erster Linie von der Stromstärke und in zweiter Linie von der Elektrodenform ab. Figur 5 zeigt für den Fall von Kugeln an

dünnen Drähten, welche mir von der Philips-Glühlampenfabrik durch Herrn Dr. DE GROOT freundlicherweise zur Verfügung gestellt wurden, die Messresultate nebst der graphischen Auswertung. Auf der einen Seite findet sich ein Stück der Charakteristik der Platte mit den Sensitometermarken ($\log E_{524} = 3{,}00$; 2,70; 2,40) als Abszissen und den zugehörigen Schwärzungen D als Ordinaten. Diese Charakteristiken $D = f(\log E_\lambda)$ wurden in gleicher Weise erhalten wie in § 2, Figur 3. Ferner ist die Flächenhelle der positiven Wolframelektrode bei $\log E_\lambda$ gleich 3,56 vermerkt. Die Schwärzungen der Kathodenphotographien bei 0,25, 0,92, 3,00, 5,00 Amp. sind ebenfalls eingezeichnet. Diesen entsprechen wieder $\log E_{524}$-Werte, die im andern Teil des Kurvenblattes als Funktion der Stromstärke aufgetragen sind. Als Ordinaten sind dort die den $\log E_{524}$-Werten entsprechenden Temperaturen T_k angeschrieben. Bei $\log E_{524} = 3{,}56$ wurde die Temperatur zu 3820° K normiert (T_A).

Figur 6 zeigt die Abhängigkeit der Temperatur von der Stromstärke für verschiedene Elektrodenformen. Die Abbildung 3 zeigt Kugeln gleicher Grösse an verschieden dicken Stäben. Die Möglichkeit der Herstellung dieser Kugeln beruht auf der Tatsache, dass die Anodentemperatur höher als der Schmelzpunkt von Wolfram liegt. Es wird der Draht oder Stab, an dem die Kugel erzeugt werden soll, als Anode geschaltet und die Stromstärke so gesteigert, bis sich die Kugel bildet. Sobald diese die gewünschte Grösse erreicht hat, werden die Pole wieder vertauscht. Figur 7 zeigt dieselben Versuchspunkte wie 6, nur ist hier $\log i$ als Funktion von T_k^{-1} aufgetragen. Man sieht, dass die Annäherung durch eine Gerade innerhalb der Versuchsfehler erlaubt ist. Die Kugeldurchmesser betrugen 0,18 bis 0,19 mm. Bogenspannungen konnten wegen der durch die Photographie bedingten schiefen Elektrodenanordnung nur roh ermittelt werden. Sie zeigen beispielsweise für den Stab, dessen Durchmesser 0,04 cm beträgt, bei 0,25 bezw. 5,0 Amp. 126 bezw. 46 Volt. Für den dicken Stab (0,14 cm) sind die entsprechenden Spannungen 210 bezw. 52 Volt. Die Abbildung 4 zeigt Kugeln verschiedener Grösse an Stäben gleicher Dicke (0,14 cm). Die Figuren 8 und 9 veranschaulichen die entsprechenden Temperatur- und Stromstärkewerte. Auch hier steigt die Spannung und sinkt die Temperatur mit wachsendem Kugeldurchmesser. Die Extremwerte der Spannung für die Kugeldurchmesser von 0,18 cm betragen für 0,25 bezw. 5,0 Amp. 210 bezw. 52 Volt und für Kugeldurchmesser 0,29 cm 265 bezw. 57 Volt. Alles gemessen bei 170 mm Hg und einer Bogenlänge von 0,22 cm. Die Methode erlaubt ferner,

die Temperaturverteilung längs der Stäbe zu messen. Dabei fand ich die Grösse

$$\frac{d \log E_{524}}{d x}$$

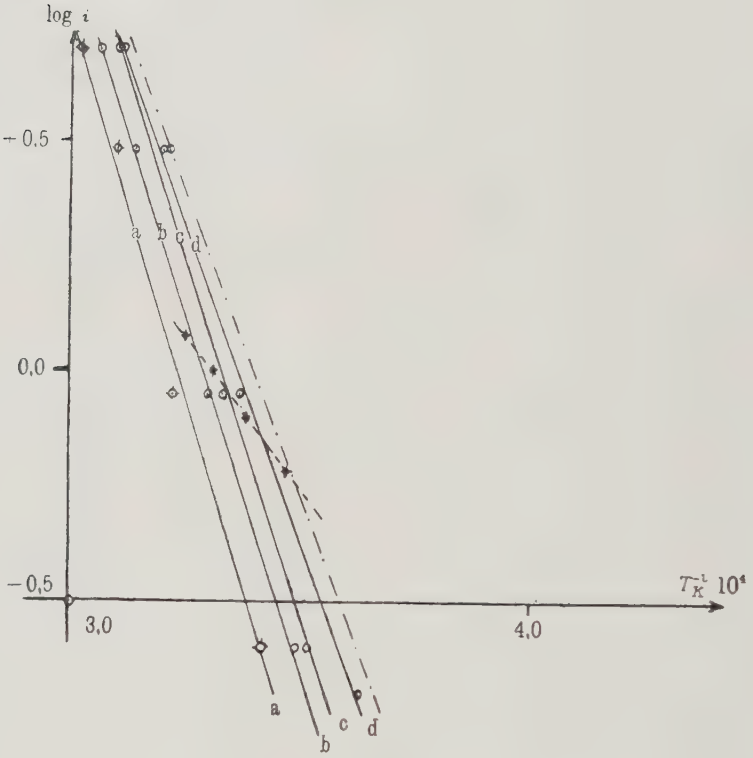


Fig. 7.

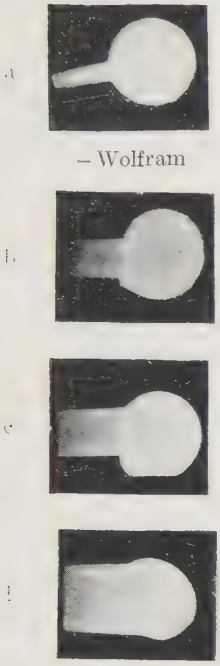
Kugeldurchmesser konstant = 0,18 cm Stabdurchmesser (vergl. Abb. 3).
für Kurve (u. Abb.) a 0,04 cm
b 0,08 „
c 0,10 „
d 0,14 „

Die Kurve a ist mit denselben Elektroden aufgenommen wie DE GROOT. Messungen von de Groot eigene Messungen (derselben Elektroden).

Richardsonsches Gesetz: $j = 60{,}2\ T^2\ e^{-\frac{52230}{T}}$ Amp cm^{-2}

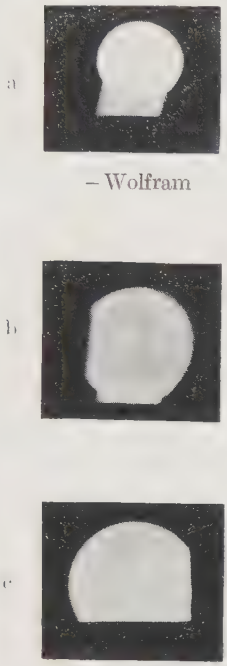
im Mittel 3,0 cm^{-1}, wo x die Stablänge in cm bedeutet. Diese Grösse fand ich bei den oben benutzten Stäben unabhängig von Stabdicke, Elektrodenform und Temperatur.

Abbildung 3.



– Wolfram

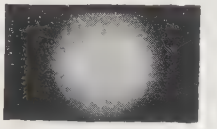
Abbildung 4.



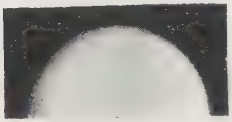
– Wolfram

Abbildung 5.

No. 76,2
– Dochtkohle



No. 68,1



No. 68,4

§ 6. Vergleich mit Messungen anderer Autoren und der Theorie.

Messungen definierter Art an Wolframkathoden in Stickstoff liegen nur von DE GROOT[1]) vor. Sie beziehen sich auf Kugeln gleicher Art wie Abbildung 3a und Figur 5. Ich habe seine Messungen in Figur 5 und 7 eingezeichnet. Woher die grossen Unterschiede zwischen den Zahlen von DE GROOT und meinen Werten herrühren können, ist mir nicht gelungen aufzuhellen.

Von COMPTON und andern Autoren[2]) wird angenommen, dass der grösste Teil des Bogenstromes an der Kathode Thermionenemission sei. Die obigen Resultate erlauben eine genaue Nachprüfung dieser Annahme. Ich habe darum in die Figuren (7 und 8), wo $\log i = f(T_k^{-1})$ gezeichnet ist, das RICHARDSONsche *Gesetz* strichpunktiert angedeutet für eine emittierende

[1]) W. DE GROOT, Physica **5,** S. 121 u. 234, 1925.
[2]) K. T. COMPTON, Phys. Rev. **21,** S. 266, 1923.

Fläche von 0,1 cm². Die Werte sind ebenfalls ZWIKKER[1]) entnommen und betragen

$$a = 60{,}2 \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2\ \text{grad}^2}\ ;\ b = 52230\ \text{grad}^{-1}.$$

Die Kugeln vom Durchmesser 0,18 cm geben Oberflächen der Grösse 0,11 cm². Diese Geraden liegen alle links, aber ziemlich

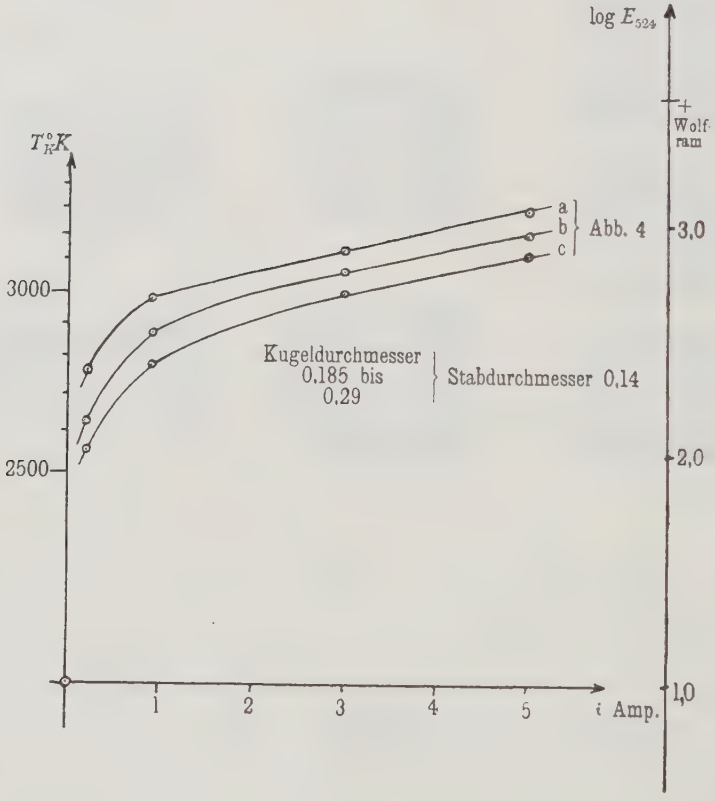


Fig. 8.

gut parallel der Richardsonschen Funktion für die Fläche 0,1 cm². Es ergibt sich darum das folgende Resultat:

Die Temperatur ist hoch genug, um die Bogenstromstärke durch Thermionenemission zu erklären. Der Stab an der Kugel wirkt offenbar an der Emission mit, da die Temperatur der Kugel sinkt, je grösser seine Oberfläche wird. Die Neigung der Geraden

[1]) Loc. cit.

entspricht recht genau der Austrittsarbeit für Elektronen aus Wolfram. Die Absolutwerte der Stromdichten sind wesentlich kleiner, als sie die Emission im Vakuum bei gleicher Temperatur zeigt. Einer Kugelflächenvergrösserung von ca. 1 : 2 : 2,6, wie sie Figur 8 zeigt, entspricht in der Mitte des untersuchten Temperaturbereiches bei konstanter Temperatur von 2940° K eine

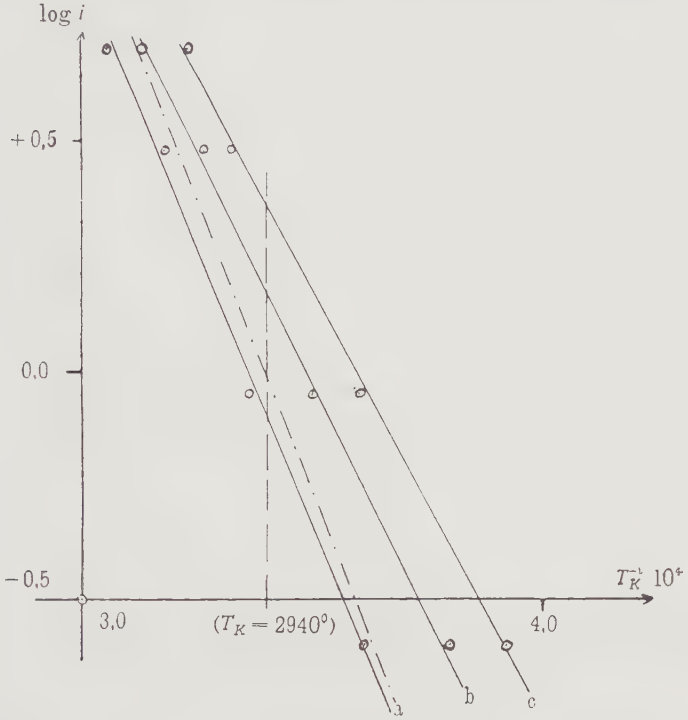


Fig. 9.

Stabdurchmesser konstant = 0,14 cm Kugeldurchmesser (vergl. Abb. 4).
für Kurve (u. Abb.) a 0,18 cm
b 0,25 „
c 0,29 „

Differenz in log i von 0,27 und 0,46. Das gibt ein Stromdichtenverhältnis von 1 : 1,9 : 2,9; also durchaus gleicher Grössenordnung wie das Flächenverhältnis. Dass die Absolutwerte der Stromdichte so stark von den im Vakuum gemessenen Werten der Elektronenemission abweichen, muss wohl auf das Vorhandensein der Atmosphäre zurückgeführt werden. Ein Einfluss auf die Richardson'schen Konstanten durch Anwesenheit von Gasen

ist schon öfter beobachtet worden. So von LANGMUIR[1]) und dann auch von ZWIKKER[2]). LANGMUIR findet allerdings einen erheblichen Einfluss auf die Konstante, welche die Austrittsarbeit bezw. Neigung der Geraden in Figur 8 darstellt. Jedenfalls wurde von beiden gefunden, dass schon kleine Gasdrucke die Emission wesentlich herabsetzen.

Die energetischen Verhältnisse an der Kathode wurden schon mehrfach diskutiert. So von COMPTON[3]), GÜNTHERSCHULZE[4]) und DE GROOT[5]). Alle Überlegungen bezwecken, das Verhältnis von positiven Ionenstrom i_+ zum Gesamtstrom i an der Kathode durch Energiebilanz zu berechnen. Über die abgehende Energie sind sich COMPTON und DE GROOT einig; sie setzen beide

$$iv + U ,$$

wo v das Austrittspotential für Elektronen aus der Kathode und U die Energieverluste durch Strahlung und Wärmeleitung bedeuten. Beide aber verlangen, im Gegensatz zu meinen Ergebnissen, von der Kathodentemperatur nur, dass sie hoch genug sei, um den Elektronenstrom im Kathodenfall $(i - i_-) = i_-$ zu liefern. So findet DE GROOT für den Wolframbogen in Neon, Argon, Hg und N_2 einen positiven Strom von der Grössenordnung des halben Gesamtstromes, wenn er die ankommende Energie als

$$i_+ (K + V_i)$$

setzt (K bedeutet Kathodenfall und V_i die Ionisationsspannung des Gases). COMPTON hat in seiner Formel noch ein Glied, das sich aus Strahlung, Rekombination im Bogen usw. zusammensetzt, welches aber DE GROOT vernachlässigt. Doch fehlen COMPTON experimentelle Daten zu seiner Theorie für den Wolframbogen.

Da ich keine genauen Spannungsmessungen besitze, möchte ich nur folgende Beziehungen rein qualitativen Charakters aufstellen (Tabelle 3):

Die von der Kathode abfliessende Energie besteht aus:

1. Austrittsarbeit der Elektronen $iv = (i_+ + i_-)\, v$; $v = 4{,}52$ Volt (nach de Groot).
2. Strahlungsverluste: $s\,(T) \times$ Fläche
3. Wärmeleitung: $q\,l \times \dfrac{dT}{dx}$

$$\Big\} \; U = s\,(T) \times F + q\,l\,\frac{dT}{dx} \; .$$

---

[1]) I. LANGMUIR, Phys. Rev. **2**, S. 457, 1913.
[2]) C. ZWIKKER, loc. cit.
[3]) Loc. cit.
[4]) A. GÜNTHERSCHULZE, Zeitschr. f. Phys. **11**, S. 74, 1922.
[5]) Loc. cit.

Tabelle III.

Es bedeutet: D den Kugeldurchmesser, d den Stabdurchmesser in cm, F die Kugeloberfläche, um die vom Stabe abgeschnittene Kalotte bereits vermindert, q den Stabquerschnitt in cm², $i - i_+ + i_-$ den Bogenstrom im Kathodenfall. $V_{0\cdot22}$ und V_0 die Spannungen für Bogenlänge 0,22 und 0 cm, $v = 4{,}52$ Volt, die Austrittsarbeit aus Wolfram[1]).

Dimensionen der Elektrode cm cm²	i Amp	iv Watt	T_k °K	$s(T_k)F$ Watt	$\frac{dT}{dx}$ °K/cm	$ql\frac{dT}{dx}$ Watt	$U+iv$ Watt	$V_{0,22}$ Volt	V_0 Volt	i_- Amp
a)										
D=0,18	0,25	1	2940	17	2100	3	21	126	70	0,3
d=0,04	0,92	4	3110	21	2100	3	28	78	53	0,5
F=0,11	3,00	14	3220	24	2700	4	42	56	42	1,0
q=0,001	5,00	23	3320	28	3000	4	55	46	41	1,3
b)										
D=0,18	0,25	1	2750	9	1900	43	53	210	200	0,26
d=0,14	0,92	4	2980	13	2100	48	65	100	87	0,75
F=0,08	3,00	14	3120	16	2100	48	78	64	49	1,6
q=0,016	5,00	23	3230	18	2700	62	103	52	45	2,3
c)										
D=0,29	0,25	1	2560	20	1500	34	59	265	245	0,24
d=0,14	0,92	4	2780	29	1900	43	76	125	107	0,7
F=0,25	3,00	14	3000	41	2100	48	103	72	62	1,7
q=0,016	5,00	23	3110	49	2100	48	120	57	52	2,3

Hier bedeutet s die Strahlungsenergie in Watt, welche ein cm² bei der Temperatur T abgibt. Die Werte von s (T) entnahm ich ebenfalls Zwikker[1]), welche mit den von de Groot benutzten Werten übereinstimmen[2]). q bedeutet den Stabquerschnitt und l den Koeffizienten der Wärmeleitung. Von Zwikker ist er zu 1,4 Watt $cm^{-1}\,grad^{-1}$ angegeben.

$$\frac{dT}{dx}$$

wurde aus dem oben erwähnten Werte

$$\frac{d\log E_{524}}{dx} = 3{,}0\ \text{cm}$$

gerechnet. Aus der Tabelle III erkennt man das Anwachsen der Bogenspannung mit den Energieverlusten bei konstanter Stromstärke. Die graphische Darstellung (Figur 10) zeigt, als Funktion der auf Bogenlänge 0 extrapolierten Bogenspannung

[1]) C. Zwikker, loc. cit.
[2]) W. de Groot, loc. cit.

V_0 aufgetragen, die Kurven $(U + iv)$ konstanter Stromstärke. Sie schneiden die V-Axe zwischen 0 und 33 Volt. $U = 0$ bedeutet, dass keine Energie an der Kathode gebraucht wird. Wenn wir nun annehmen, dass der Kathodenfall allein durch den Energieverbrauch der Kathode bedingt ist, und daher mit verschwindendem Energieverbrauch ebenfalls verschwindet, würde

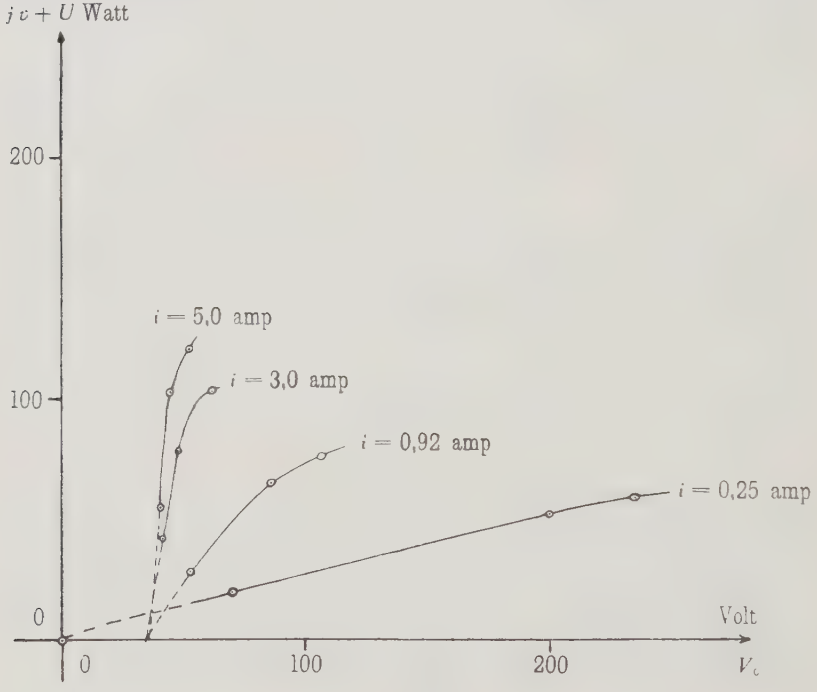


Fig. 10.

der Abschnitt für $U = 0$ auf der V-Axe den Anodenfall A darstellen. Ich finde Werte von 0 bis 35 Volt (s. Fig. 10). Wegen der ungenauen Spannungsmessung berücksichtige ich nur die Grössenordnung von A. De Groot nimmt $A = 26$ Volt an. Jedenfalls ist A von derselben Grössenordnung wie $V_i = 17{,}7$ Volt, die Ionisationsspannung von N_2. Wir erhalten so für $K + V_i$ die Bogenspannungen für Bogenlänge 0 : $V_0 = A + K = V_i + K$ Es wird daher:

$$i = \frac{U + iv}{K + V_i} = \frac{U + iv}{V_0}$$

Die Grösse von i für die Kugeln an dünnen Drähten wird gleich den DE GROOT'schen Resultaten. Mit abnehmender Stromstärke nähert sich i_- stark an i an. Diese Annäherung ist bei 0,25 Amp. vollständig erreicht. Da DE GROOT nur für $i > 0{,}6$ Amp. misst, bleibt sein i_+ unter $\frac{i}{2}$. DE GROOT fordert nämlich, dass immer $i_+ < \frac{i}{2}$ bleibt, da mindestens die Hälfte des Gesamtstromes in Form von Elektronen durch den Kathodenfall gelangen müsse, um die entsprechende Anzahl positiver Ionen zu erzeugen. Bei Annahme von Temperaturionisation im Bogen braucht diese Forderung aber nicht aufrecht erhalten werden. Der Widerspruch zwischen dem Ergebnis, dass einerseits die Kathodentemperatur hoch genug ist, um die Gesamtstromstärke unmittelbar an der Kathode ganz durch Thermionenemission zu bestreiten, und der Tatsache, dass ein grosser Teil des Gesamtstromes, nämlich i_-, im Kathodenfall durch positive Ionen transportiert wird, fällt dahin, wenn wir fordern, dass auch diese Elektronen, welche die ankommenden positiven Ionen neutralisieren, Thermionen sind.

§ 7. Die Messungen am Kohlebogen.

Die Elektroden des Kohlebogens wurden mit der gleichen photographischen Apparatur untersucht. Der Bogen brannte in Luft. Die Elektroden standen unter einem Winkel von ca. 60°. Die anvisierte Elektrode lag in Richtung der optischen Axe des Objektivs. Die Tatsache, dass die Anodentemperatur unabhängig von der Stromstärke ist, bestätigte sich[1]). Diese Temperatur wurde auch hier als Bezugspunkt gewählt und wie oben zu 3820° K normiert. Figur 11 zeigt die Temperaturverteilung des positiven Kraters und des Kathodenflecks von Homogen- und Dochtkohlen bei verschiedenen Belastungen. Die Aufnahme der Temperaturverteilungskurven erfolgte auf gleiche Weise, wie in § 2 beschrieben wurde. Die photographischen Charakteristiken sind in der Figur weggelassen. Um ein Urteil über die Grössenordnung der Stromdichte zu haben, wurden die Kurven folgender Auswertung unterzogen. Wir setzen die Elektronenemission als Funktion der Temperatur in einem beschränkten Bereich linear an. Dann können wir eine mittlere Temperatur definieren durch

$$T \text{ Mittel} = \frac{\int T \cdot df}{\int df} .$$

[1]) H. KOHN u. M. GUCKEL, Zeitschr. f. Phys. **27**, S. 305, 1924.

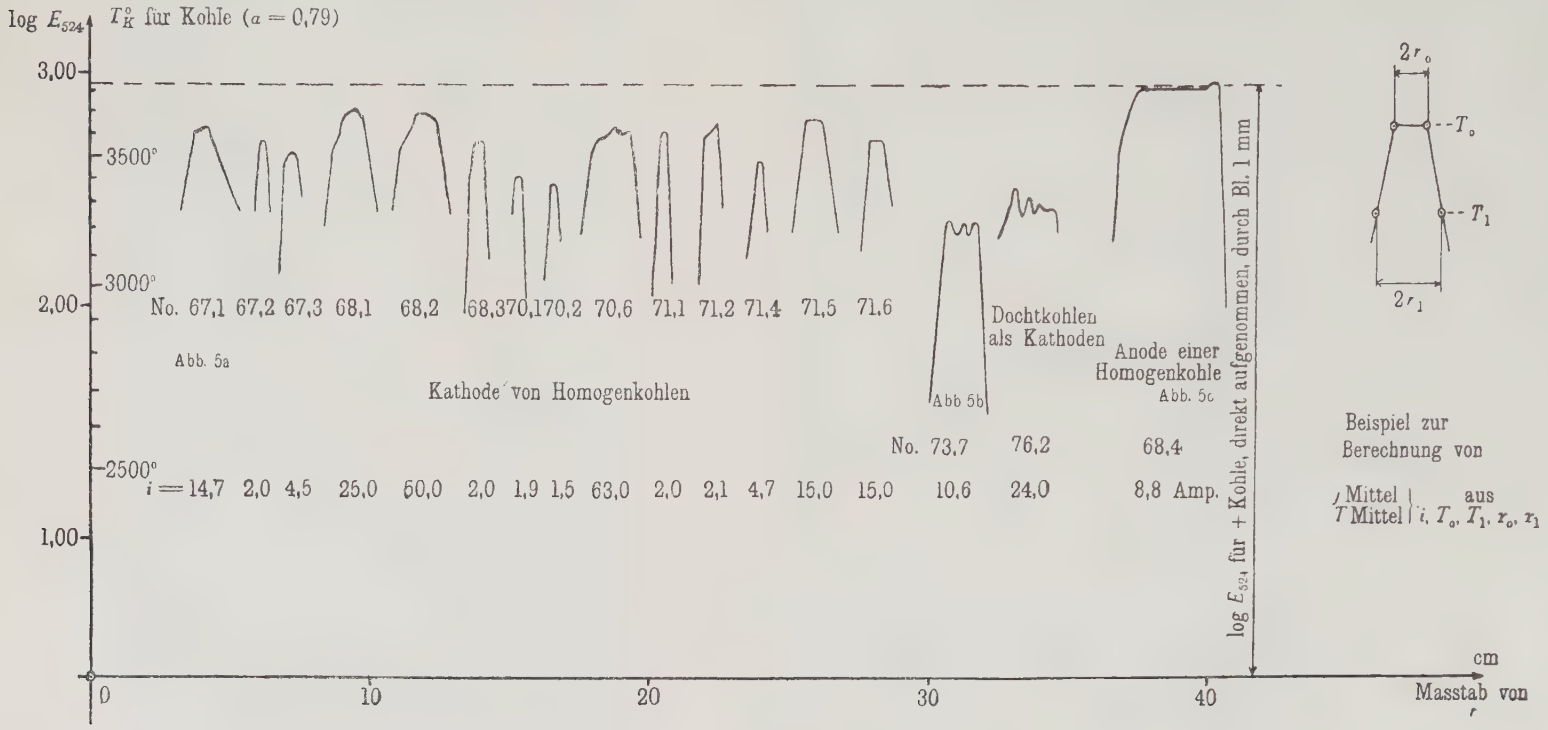

log E_{524}
T_K^0 für Kohle ($a = 0{,}79$)
3,00
2,00
1,00
3500°
3000°
2500°
No. 67,1 67,2 67,3 68,1 68,2 68,3 70,1 70,2 70,6 71,1 71,2 71,4 71,5 71,6
Abb. 5a
Kathode von Homogenkohlen
i = 14,7 2,0 4,5 25,0 60,0 2,0 1,9 1,5 63,0 2,0 2,1 4,7 15,0 15,0
Abb 5b
Dochtkohlen als Kathoden
No. 73,7 76,2
10,6 24,0
Anode einer Homogenkohle
Abb. 5c
68,4
8,8 Amp.
log E_{524} für + Kohle, direkt aufgenommen, durch Bl. 1 mm
$2r_0$
T_0
T_1
$2r_1$
Beispiel zur Berechnung von
T Mittel | i, T_0, T_1, r_0, r_1 aus
cm
0
10
20
30
40
Masstab von r

Fig. 11.

wo df das Flächenstück bedeute, auf dem die Temperatur T herrscht. Eine mittlere Stromdichte analog durch

$$j\,\text{Mittel} = \frac{\int j\,df}{\int df} = \frac{i}{\int df}\,,$$

Wir können $df = 2\pi r \cdot dr$ setzen, wo r der Radius im Kathodenfleck bedeutet. Die Aufnahmen zeigen einen Bereich r_0 konstanter Temperatur T_0 und für $r > r_0$ einen sehr starken, annähernd linearen Temperaturfall. Die Auswertung berücksichtigt nun, allerdings sehr willkürlich, diesen Abfall nur bis zu Punkte r_1, wo die Stromdichte der Emission $j\,(T_1)$ kleiner als 10% der Maximalemission $j\,(T_0)$ ist.

So wird für

$$0 < r < r_0 : T = T_0$$
$$r_0 < r < r_1 : T = T_0 - \frac{T_0 - T_1}{r_1 - r_0}\,(r - r_0)\,,$$

die mittlere Temperatur

$$T\,\text{Mittel} = \frac{\int_0^{r_1} 2\pi r \cdot T\,(r) \cdot dr}{r_1^2\,\pi} = T_0 - \frac{T_0 - T_1}{r_1 - r_0}\left(\frac{2}{3}\,r_1 - \left(1 - \frac{1}{3}\,\frac{r_0^2}{r_1}\right) r_0\right)$$

die mittlere Stromdichte entsprechend:

$$j\,\text{Mittel} = \frac{i}{r_1^2\,\pi}$$

Auf Grund dieser Beziehung wurde Tabelle 4 gerechnet. Ich betone, dass diese Annahmen äusserst willkürlich sind; aber sie bieten uns eine Möglichkeit über Grössenordnung von Stromstärke und Temperatur zu entscheiden. Die Daten beziehen sich auf *Conrady-Noris-Homogenkohlen* von 5 mm Durchmesser. Untersuchungen an andern Homogenkohlen gaben in bezug auf Temperatur des positiven Kraters keine Unterschiede. Die Kathodentemperaturen erreichten bei ganz dünnen Stäben (2 mm Durchmesser) und hoher Belastung (30 bis 50 Amp.) Maximaltemperaturen gleich der des positiven Kraters. Eine Auswertung dieser Aufnahmen in Form obiger Tabelle ist wegen der räumlichen Ausdehnung des Flecks nicht möglich.

Tabelle IV.

No. der Aufnahme	i Amp	j Mittel Amp cm^{-2}	T ^0K	T Mittel ^0K
67,1	14,7	470	3620	3420
23	2,0	910	3570	3420
3	4,5	820	3500	3410
68,1	25,0	1140	3680	3580
2	50.0	1600	3700	3500
3	2,0	710	3570	3450
70,1	1,9	1110	3400	3330
2	1,5	1000	3370	3320
6	63,0	2250	3570	3480
71,1	2,0	1170	3600	3530
2	2,1	460	3600	3480
4	4,7	1870	3480	3370
5	15,0	680	3370	3470
6	15,0	1660	3470	3460

§ 8. Vergleich der Resultate mit der Theorie.

Nach Angaben Compton's[1]), welche sich auf Messungen Richardson's[2]) beziehen, beträgt die Stromdichte der Thermionenemission bei 3500° K für eine Kohle 100 Amp. cm^{-2}, für elektropositiv verunreinigte Kohle bereits 15000 Amp. cm^{-2}. Meine Messungen geben bei 3500° K ca. 1000 Amp. cm^{-2}. Eine Aschenbestimmung, welche mit freundlicher Erlaubnis von Herrn Prof. A. L. Bernoulli im Physikalisch-Chemischen Institut ausgeführt wurde, ergab Verunreinigungen unterhalb 0,2%. Zwei weitere Kurven geben die Temperaturverteilung an Dochtkohleelektroden wieder (Abb. 5). Sie liegen entsprechend den grossen elektropositiven Salzbeimengungen 300° bis 400° tiefer. Eine Stromdichte anzugeben, wäre sinnlos, da ja an den Stellen grösster Verunreinigung bei gleicher Temperatur die hundertfache Stromdichte auftritt.

Ein sicherer Entscheid im Sinne des beim Wolframbogen getroffenen ist hier nicht möglich. Die Stromdichte hält sich in solchen Grenzen, dass eine Erklärung durch Elektronenemission nach Richardson durchaus möglich ist.

[1]) Loc. cit.
[2]) O. W. Richardson, Emission of electricity from hot bodies.

§ 9. Zusammenfassung.

Es wurde eine photographische Methode zur Bestimmung hoher Temperaturen ausgearbeitet. Ihre Genauigkeit bleibt erheblich hinter derjenigen pyrometrischer Messungen zurück. Sie beträgt bei 2000^0 K 20^0 und bei 4000^0 K 80^0. Dagegen besitzt sie die Vorteile, dass sie an Stelle einer langen pyrometrischen Einstellung nur eine Momentaufnahme erfordert, und auf Grund einer einzigen Aufnahme die Temperaturverteilung zu messen gestattet.

Unter Zugrundelegung der schwarzen Temperatur der Kohlenanode in Luft unter Atmosphärendruck zu 3700^0 K[1]), zeigten Aufnahmen der Wolframkathode unter verschiedenen Bedingungen folgende Resultate:

Die Temperatur ist unabhängig von Gasdruck, Bogenlänge und Anodenform. Bei Annahme eines Emissionsvermögens von 0,40 zeigten sich folgende Zusammenhänge zwischen Stromstärke, Temperatur und Elektrodenform: die Beziehung von Temperatur und Stromdichte entspricht in ihrem funktionellen Verlauf dem *Richardson*'schen *Gesetz*. Die Absolutwerte der Stromdichte liegen unter den vom Emissionsgesetz im Vakuum geforderten Zahlen. Eine Oberflächenvergrösserung der Kathode setzte die Temperatur bei gleicher Stromstärke grössenordnungsweise richtig herab. Die von DE GROOT[2]) aufgestellte Energiebilanz zur Ermittlung des Verhältnisses von positivem Ionenstrom zum Gesamtstrom fand sich bestätigt.

Untersuchungen am Kohlebogen führten nur zu den qualitativen Resultaten, dass die Grössenordnungen von Temperatur und Stromdichte dem *Richardson*'schen *Gesetz* nicht widersprechen und dass die Kathodentemperatur von Dochtkohlen 300^0 bis 400^0 unterhalb der von Homogenkohlen liegt.

[1]) F. HENNING u. W. HEUSE, Zeitschr. f. Phys. **32,** S. 799, 1925.
[2]) W. DE GROOT, Physica **5,** S. 121 u. 234, 1925.

Bezeichnungen, Definitionen und Formeln.

A	Anodenfall.
$a\ (\lambda\ T)$	optisches Emissionsvermögen.
$c_1\ (\lambda)$	universelle Funktion von λ } im Strahlungs-
$c'_2 = (\log e) \times c_2$; c_2	universelle Konstante (1,43 cm grad) } gesetz.
C, C', C''	Integrationskonstante.
$D = \log \frac{K^0}{K}$	Schwärzung („Dichtigkeit" eines optisch absorbierenden Körpers).
D_0	Schwärzung am unbelichteten Plattenort.
D'	D-D_0 relative Schwärzung.
$E\ (\lambda\ T)$	monochromatische Emission eines Körpers der wahren Temperatur T in der Wellenlänge λ (Gl. 1).
e	Basis der nat. log.
F	strahlende Fläche der Wolframkügelchen (Kugelfläche um die vom Stabe abgeschnittene Kalotte vermindert).
$f\ (x)$	Funktion von x.
G (°K)	Farbtemperatur, gemessen in °Kelvin (abs. Temp.-Skala)
$H\ (T)$	Helligkeit (Flächenhelligkeit) eines Körpers der Temperatur T in einem bestimmten Lichtbereich (definiert z. B. durch ein Farbfilter und das menschliche Auge).
$F\ (\lambda)$	Durchlässigkeit des Farbglases für verschiedene λ.
$\varphi\ (\lambda)$	Empfindlichkeit des Auges für verschiedene λ (siehe Gl. 4).
I	Intensität des auf eine photographische Schicht auffallenden Lichtbündels.
$i\ (x) = I\ 10^{-mx}$	Intensität desselben Lichtbündels in der Tiefe x der Platte.
$i = i_+ + i_-$	Stromstärke = pos. Ionenstrom + Elektronenstrom.
j	Stromdichte.
K_0	Intensität eines Lichtbündels.
K	Intensität desselben Lichtbündels, nachdem es eine Schicht der Schwärzung D durchsetzt hat.
K	(§ 6) Kathodenfall.
l	Koeffizient der Wärmeleitung (Watt cm^{-1} $grad^{-1}$).
m	dekadischer Absorptionskoeffizient.
n	Anzahl pro cm^3 der maximal ausscheidbaren Silberkörner in einer photographischen Schicht.
p	Plattenfaktor (Gl. 6 und 6b).
q	Stabquerschnitt.
r	Radius des Kathodenflecks, speziell bedeutet
r_0	den Bereich konstanter Temperatur T_0.
r_1	den Radius, wo die Elektronenemission kleiner als 10% der maximalen Emission (T_0) beträgt.
S_λ (°K)	schwarze Temperatur, gemessen im Lichte λ (Gl. 3).
$s\ (T)$	ausgestrahlte Energie pro Flächeneinheit und Sekunde eines Körpers der Temperatur T.

T (°K) = wahre Temperatur.

t = Expositionszeit (in Tabelle II bedeutet t °C die am Pyrometer abgelesenen Temperaturwerte).

$U = s(T) \cdot F + ql \frac{dT}{dx}$ = Energieverluste durch Strahlung und Wärmeleitung an der Kathode des Lichtbogens.

V = Bogenspannung.

V_0 = Bogenspannung für Bogenlänge 0.

V_i = Ionisationsspannung des Stickstoffes.

r = Austrittsarbeit der Elektronen (in Volt).

$\lambda_{\lambda 1}$ = Wellenlänge.

λ_{eff} = effektive Wellenläge (Gl. 5 oder 5a).

Δx = Differenz von x.

(1) $$E(\lambda T) = \frac{c_1(\lambda)}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

(2) $$E(\lambda T) = c_1(\lambda)\, e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

(2a) $$\log E_{\lambda 1} - \log E_{\lambda 2} = -\frac{c_2}{\lambda}(T_1^{-1} - T_2^{-1})$$

(2b) $$\log H_1 - log\, H_2 = -\frac{c_2}{\lambda_{\text{eff}}}(T_1^{-1} - T_2^{-1})$$

(3) $$S_\lambda^{-1} = T^{-1} + \frac{\lambda}{c_2} \log\left(\frac{1}{a}\right)$$

(4) $$H(T) = \int_0^\infty d\lambda \cdot E(\lambda T) \cdot F(\lambda) \cdot \varphi(\lambda)$$

(5) $$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty d\lambda \cdot E(\lambda T) \cdot F(\lambda) \cdot \varphi(\lambda)}{\int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda} E(\lambda T) \cdot F(\lambda) \cdot (\lambda)}$$

(5a) $$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\int_0^\infty d\lambda \cdot D'(\lambda)}{\int_0^\infty \frac{d\lambda}{\lambda} \cdot D'(\lambda)}$$

(6) $$D = C + \frac{n}{m} \cdot \log (I \cdot t^p)$$

(6a) $$D = C' + \frac{n}{m} \cdot \log I$$

(6b) $$D = C'' + \frac{n}{m} p \log t$$

(7) $$i_r = \frac{U + iv}{K + V_i} = \frac{U + iv}{V_0}$$

Curiculum vitae.

Ich, Johann Melchior Ernst Karl Gerlach Stückelberg-v. Breidenbach, wurde am 1. Februar 1905 in Basel als Sohn des Alfred Stückelberg J. U. D. und seiner Gattin Alice, geborene v. Breidenbach aus Hessen-Nassau, geboren. Meine Eltern leben in Basel.

Ich besuchte von 1911 bis 1923 die Basler öffentlichen Schulen. Im März 1923 bestand ich am Obern Gymnasium das humanistische Maturitätsexamen.

Sommersemester 1923 bis und mit Sommersemester 1924 studierte ich Mathematik, Physik, Astronomie und Chemie in Basel. Vorlesungen und Praktika besuchte ich bei folgenden Dozenten: A. L. Bernoulli, F. Fichter, A. Hagenbach, W. Matthies, H. Mohrmann, Th. Niethammer, H. Rupe, O. Spiess, H. Veillon, H. Zickendraht, und später (1925/26) noch bei Dr. A. Schmid.

Wintersemester 1924/25 und Sommersemester 1925 studierte ich in München dieselben Fächer. Ich war an der Technischen Hochschule immatrikuliert, wo ich auch Vorlesungen und Übungen über Elektrotechnik besuchte. Ich hörte an der Universität bei folgenden Dozenten: C. Carathéodory, K. Fajans, E. Grossmann, A. Sommerfeld. An der Technischen Hochschule bei: G. Baumgartner, M. Dieckmann, K. Heinke, O. Knoblauch, J. Ossanna, A. Schwaiger.

Seit Wintersemester 1925/26 studiere ich wieder in Basel. Die vorliegende Arbeit entstand auf Anregung und unter Leitung von Prof. Dr. A. Hagenbach. Ich möchte an dieser Stelle nicht versäumen, Herrn Prof. Dr. A. Hagenbach meinen Dank auszusprechen für das rege Interesse, welches er mir während meines ganzen Studienganges bewies, und das mir ermöglichte, die vorliegende Arbeit auszuführen. Ich danke auch seinen Assistenten, den Herren Dr. K. Baumann, Dr. A. Krethlow und Dr. M. Wehrli für alle die Hilfe, die sie meiner Tätigkeit im hiesigen Institut angedeihen liessen.